

# TANKE PLASTI KLASIČNIH SUPERPREVODNIKOV

MARION ANTONIA VAN MIDDEN

Fakulteta za matematiko in fiziko  
Univerza v Ljubljani

V članku so predstavljene osnovne lastnosti prevodnikov in superprevodnih materialov. Podane so značilnosti superprevodnosti, predstavljene so teorije, ki jo poskušajo pojasniti ter eksperiment, ki je potrdil obstoj vrzeli, značilne za superprevodnike, v enoatomni plasti.

## THIN LAYERS OF CLASSICAL SUPERCONDUCTORS

Basic properties of conductors and superconductors are presented. The main properties and theories of superconductivity are described. Finally, the experiment that showed a superconductive gap in layers as thin as one atomic monolayer is presented.

### 1. Uvod

Že nekaj let po odkritju elektrona je Drude leta 1905 v svojem modelu pojasnil prevodnost kovin, kmalu zatem pa je leta 1911 Kamerlingh Onnes pri merjenju električne upornosti živega srebra pri nizkih temperaturah opazil, da pri določeni temperaturi upor nenadoma pade na nič. Kmalu zatem so bile poleg idealne prevodnosti odkrite še druge značilnosti superprevodnosti (v nadaljevanju SP); Meissnerjev efekt in pojav energijske reže. Od takrat je nastalo že mnogo teorij, ki pojasnjujejo pojav superprevodnosti, med drugim fenomenološki teoriji Londonov in Ginzburg-Landau-a, med najpomembnejšimi pa je BCS teorija, ki so jo leta 1957 objavili Bardeen, Cooper ter Schrieffer in je prva mikroskopska razlaga SP. Z razvojem nanotehnologije, se je pojavilo vprašanje, kakšna je povezava med kritično temperaturo in velikostjo vzorca, ter kako majhne strukture sploh še kažejo lastnosti SP. To je pripeljalo do zanimivih odvisnosti kritične temperature od debeline plasti pa tudi do odkritja, da je za pojav morda dovolj že ena atomska plast superprevodnika (v nadaljevanju SP) na primerni podlagi [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7].

### 2. Prevodnost v kovinskem kristalu

Najpreprostejši opis elektronov v kovinskem kristalu je model prostih elektronov. Valenčne elektrone obravnavamo kot elektronski plin, pri čemer zanemarimo interakcijo z ioni mreže in blizu jeder vezanimi elektroni ter odboj med prostimi elektroni. V poenostavljenem modelu obravnavamo kocko s prostornino  $V = a^3$ . Zasedena stanja delcev v tej kocki pa opišemo s Fermijevo kroglo v recipročnem prostoru. Najprej lahko iz definicije recipročnega prostora ugotovimo, da za vsak par elektronov potrebujemo prostornino  $(2\pi)^3/V$ . Ker elektroni zapolnjujejo nivoje od najnižjega navzgor in je energija posameznega nivoja odvisna le od dolžine valovnega vektorja  $|\mathbf{k}|$ , predstavljajo nivoji krogelne lupine, torej lahko za dano število elektronov  $N$  zapišemo

$$\frac{N}{2} \frac{(2\pi)^3}{V} = \frac{4\pi}{3} (k_F)^3, \quad (1)$$

kjer  $k_F$  predstavlja radij krogle v recipročnem prostoru, ki ga lahko z gostoto valenčnih elektronov  $n = \frac{N}{V}$  izrazimo kot

$$k_F = (3\pi^2 n)^{\frac{1}{3}}. \quad (2)$$

To je torej tudi velikost valovnega vektorja stanja, ki bo imelo pri temperaturi nič (v osnovnem stanju kovine) največjo ali Fermijevo energijo  $E_F$ :

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}. \quad (3)$$

Iz izraza za  $k_F$  lahko določimo tudi hitrost elektronov na Fermijevi površini:

$$v_F = \hbar k_F m_e. \quad (4)$$

Ker so elektroni fermioni zanje velja Fermi-Diracova porazdelitev:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\beta(E-\mu)}}. \quad (5)$$

Maksimalna vrednost  $f(E)$  je 1, ker gre za verjetnost, da bo stanje pri določeni energiji  $E$  zasedeno. Posledično gre v limiti, ko gre  $T \rightarrow 0$ , verjetnost  $f(E)$  proti 1 za energije pod Fermijevim nivojem in 0 nad njim.

Za opis električnega toka v snovi uporabimo Drudejev model, ki kot razmerje med tokom  $\mathbf{j}$  in električnim poljem  $\mathbf{E}$  vpelje prevodnost  $\sigma$ , torej  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  kjer je  $\sigma$  definirana kot

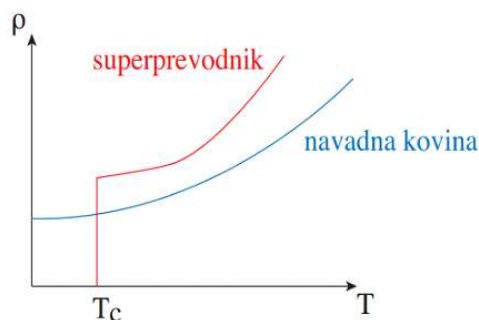
$$\sigma = \frac{ne^2}{\gamma m}. \quad (6)$$

$m$  predstavlja reducirano maso elektronov,  $e$  njihov naboj,  $\gamma$  pa njihovo mobilnost, ki je sorazmerna z upornostjo snovi.

### 3. Superprevodnost

Pri nizkih temperaturah (pod kritično temperaturo  $T_c$ ) lahko opazimo prehod nekaterih snovi v novo, superprevodno stanje, katerega glavne značilnosti so:

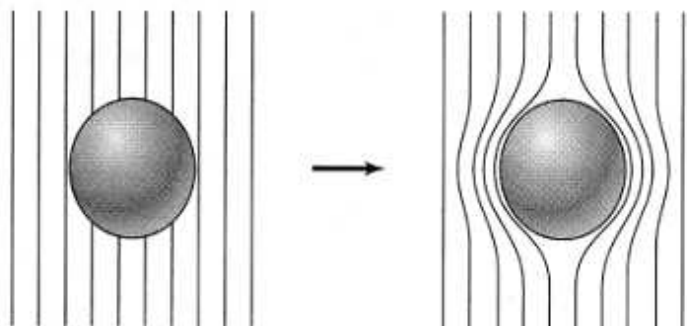
**Neskončna električna prevodnost** - Upornost snovi pod  $T_c$  je nič, zato obstajajo trajni ali persistentni tokovi. (Slika 1)



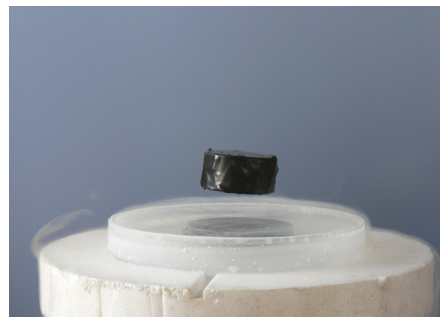
**Slika 1.** Odvisnost upornosti  $\rho$  od temperature za navadne kovine in superprevodnike,  $T_c$  je kritična temperatura. [8]

**Pojav energijske reže  $\Delta$**  - Ker se elektroni povežejo v Cooperjeve pare, ki se obnašajo kot bozoni, se njihova skupna energija zniža za  $\Delta$ , zaradi česar nastane energijska reža (več v poglavju o teoriji BCS).

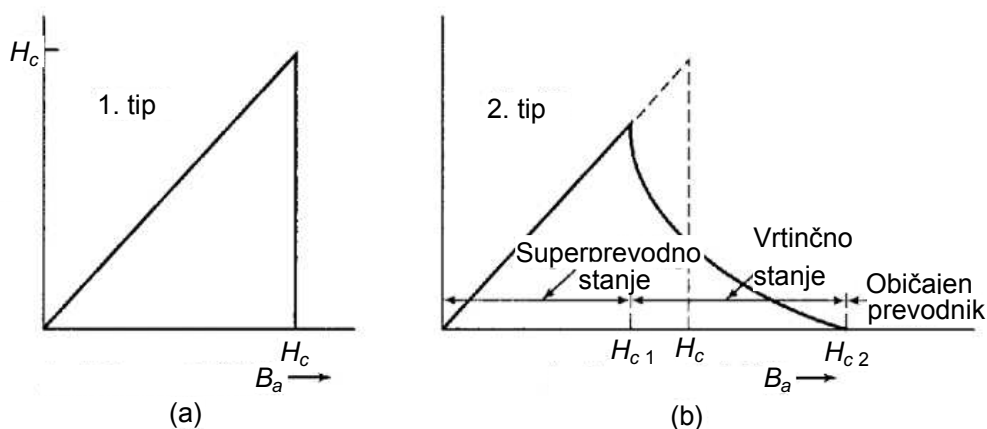
**Meissnerjev efekt** - Superprevodnik se obnaša kot idealni diamagnet, magnetno polje od površine proti notranjosti eksponentno pada z značilno vdorno globino  $\lambda$ , tako da ga v notranjosti ni. Če je vzorec majhen v primerjavi z  $\lambda$  lahko pride v odvisnosti od lastnosti snovi do različnih pojavov.



**Slika 2.** Meissnerjev efekt – SP se obnaša kot popoln diamagnet in izrine magnetno polje iz notranjosti. Vir: [9]



**Slika 3.** Lebdenje superprevodnika nad kovino. Avtor: Mai-Linh Doan (self photo), prostodostopno gradivo [10]



**Slika 4.** Razlika odzivov SP tipa I in tipa II. SP tipa I (a) pri kritični jakosti magnetnega polja preide v stanje običajnega prevodnika, v SP tipa II (b) pa se pojavijo vrtinči supertoka okoli središč, skozi katera zunanje magnetno polje predre vzorec. [9]

Tako SP glede na obnašanje pri povečevanju zunanjega magnetnega polja ločimo na tip I, ki pri kritični velikosti jakosti magnetnega polja nenadoma izgubi SP lastnosti ter tip II, ki jih izgublja postopoma pri čemer v SP nastajajo vrtinči. (Slika 5) Ti nimajo lastnosti SP, ampak so lokalna polja običajne prevodnosti, saj skozi preide zunanje magnetno polje.

### 3.1 Teorija Londonov

To je bila prva fenomenološka teorija, ki je hkrati opisala neskončno električno prevodnost in diamagnetizem na podlagi Meissnerjevega efekta. Temelji na predpostavki, da se del elektronov (superprevodni elektroni, z  $n_s$  označimo njihovo številsko gostoto) pri  $T < T_c$  ne siplje ampak le pospešuje v zunanjem električnem polju  $\mathbf{E}$

$$m \frac{dv_s}{dt} = -e_0 \mathbf{E} . \tag{7}$$

Gostoto toka superprevodnih elektronov  $j_s$  ("supertok") zapišemo kot

$$\mathbf{j}_s = -n_s e_0 \mathbf{v}_s . \tag{8}$$

Torej lahko obe enačbi združimo v izraz

$$\frac{d\mathbf{j}_s}{dt} = -\frac{n_s e_0^2}{m} \mathbf{E} . \tag{9}$$

Iz Maxwellovih enačb  $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  in  $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_s$  dobimo

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \nabla \times \mathbf{j}_s + \frac{\mu_0 n_s e_0^2}{m} \mathbf{B} \right) = 0. \quad (10)$$

Ker iz Meissnerjevega pojava vemo, da mora v notranjosti vzorca ob kateremkoli času veljati  $\mathbf{B} = 0$ , sledi, da je

$$\nabla \times \mathbf{j}_s = -\frac{\mu_0 n_s e_0^2}{m} \mathbf{B}. \quad (11)$$

Ko upoštevamo še  $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_s$  lahko izračunamo vdorno globino magnetnega polja  $\lambda$ :

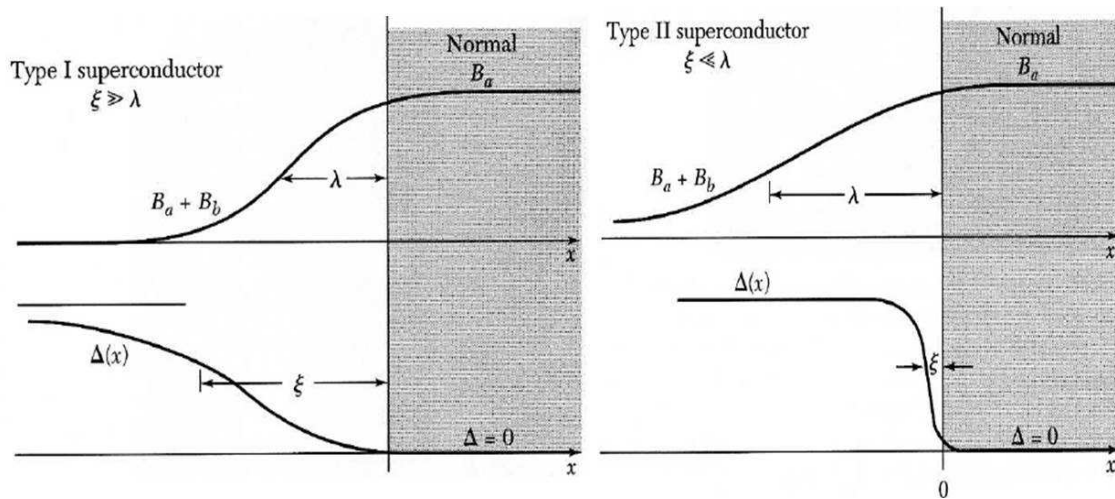
$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mu_0 n_s e_0^2}{m} \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda^2} \mathbf{B}. \quad (12)$$

### 3.2 Ginzburg-Landauova teorija

Tudi to je fenomenološka teorija, osnovana je na termodinamiki prehoda v SP stanje. Z minimizacijo proste energije sta prišla do enačb, ki so pravilno napovedale obnašanje superprevodnikov obeh tipov pri povečevanju zunanega magnetnega polja. V enačbi sta uvedla  $|\psi^2|$ , kompleksen ureditveni parameter, ki je bil zastavljen kot številna gostota superprevodnih elektronov  $n_s$ . S teorijo BCS pa se je pokazala direktna zveza z valovno funkcijo SP elektronov in širino energijske vrzeli. Poleg vdorne globine sta vpeljala še drugo karakteristično dolžino SP - koherenčno dolžino  $\xi$

$$\xi(T) = \frac{1}{T_c}. \quad (13)$$

Gre značilen premer valovne funkcije oziroma razdaljo na kateri elektrona še interagirata med sabo. Vpeljala sta tudi razmerje obeh dolžin  $\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$ , ki ima različno vrednost za vsak tip SP. Za SP tipa I velja  $0 < \kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ , pri SP tipa II pa je  $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ .



**Slika 5.** Primerjava odziva superprevodnika tipa I (levo) in tipa II (desno) na zunanje magnetno polje. Na grafih sta poleg sheme valovne funkcije elektronov  $\psi$  prikazani tudi vdorna globina  $\lambda$  in koherenčna dolžina  $\xi$ . [9]

### 3.3 Teorija BCS

Leta 1957 so Bardeen, Cooper in Schrieffer oblikovali prvo mikroskopsko razlago superprevodnosti, ki je zelo dobro pojasnila lastnosti večine superprevodnikov, ki jih imenujemo tudi klasični SP. Že takoj po objavi je bila potrjena z mnogimi eksperimenti; pravilno je napovedala energijsko režo na fermijevi površini, ki je bila odkrita bolj ali manj istočasno z objavo članka, pokazala pa je tudi odvisnost kritične temperature (klasičnih SP) od mase ionov kovinske mreže, ti. vpliv izotopov (ang. isotope effect).

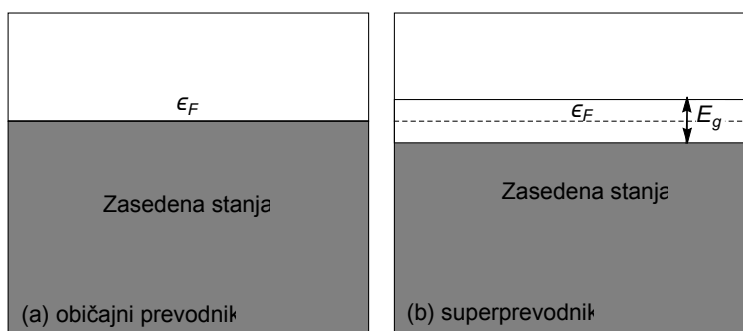
### Tanke plasti klasičnih superprevodnikov

Material	$T_C [K]$	$\xi [nm]$	$\lambda [nm]$	Razmerje $\lambda/\xi$
Al	1,18	1600	16	0,010
Cd	0,56	760	110	0,16
Sn	3,72	230	34	0,14
Pb	7,20	83	37	0,45
Nb	9,25	38	39	1,02
$YBa_2Cu_3O_{7-5}$	91	1,65	156	95

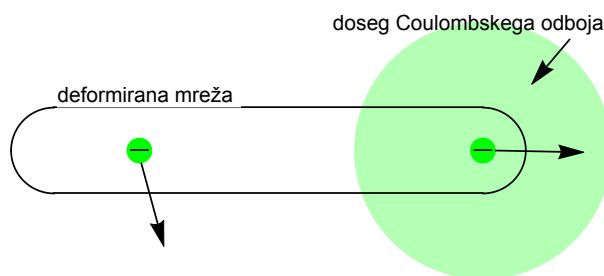
**Tabela 1.** Nekaj značilnih dolžin klasičnih SP in visokotemperaturnega SP  $YBa_2Cu_3O_{7-5}$  [11]

#### 3.3.1 Cooperjevi pari in nastanek energijske reže

Leta 1956 je Leon Cooper opisal navidez vezano stanje elektronov v kovini pri zelo nizkih temperaturah. Prek sklopitve s fononi se elektrona povežeta v Cooperjev par in tako dosežeta energijo, ki je nižja od Fermijevega nivoja, zaradi česar nastane energijska reža.



**Slika 6.** Razlika med zasedenostjo stanj pri običajnem prevodniku (a) in superprevodniku (b). Vidimo lahko energijsko režo širine  $E_g = 2\Delta$ . [12]

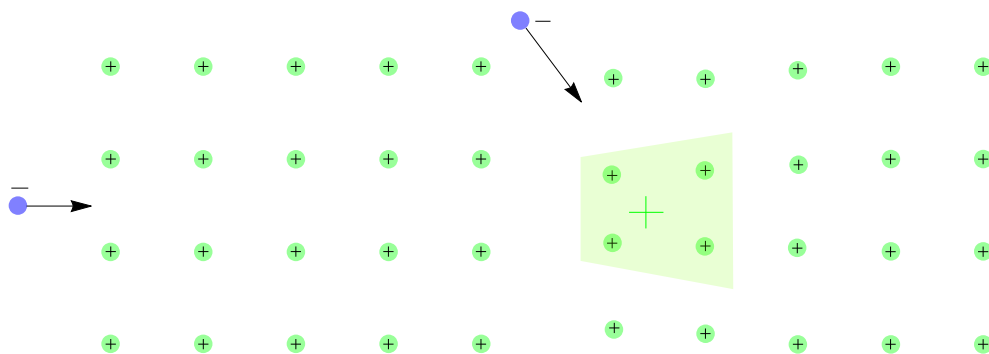


**Slika 7.** Shematski prikaz Cooperjevega para. [13]

Tako vezana elektrona se obnašata kot bozon, kar parom omogoča da zasedejo isto energijsko stanje. Zaradi tega nastane energijska reža širine  $2\Delta$ . Pri tem je  $\Delta$  energija, ki je potrebna, da vse pare ločimo na proste elektrone. Prav energijska reža je vzrok za lastnosti superprevodnikov. Vezavna energija vseh parov v snovi je zelo majhna, med 0,1 meV in 1 meV (odvisna od temperature), zaradi česar je potrebno zelo malo termične energije, da pretrga pare. V teoriji je odvisnost med  $T_C$  – kritično temperaturo in širino energijske reže  $\Delta$  v prvem približku podana z enačbo:

$$\xi(T) \propto \frac{1}{T_c} . \quad (14)$$

Teorija je napovedala, da bodo maksimalne kritične temperature med 30K in 40K, vendar pa je odkritje visokotemperaturnih SP odprlo nova vprašanja. Velja dogovor, da so SP, ki ustrezajo BCS



**Slika 8.** Shematski prikaz Cooperjevega para v kristalni mreži. Na desni lahko vidimo, da območje pozitivnega naboja, ki ostane po prehodu prvega elektrona privlači drugi elektron.

teoriji, klasični SP, poleg teh pa obstaja še več vrst visokotemperaturnih SP, katerih mehanizmi ostajajo večji del nepojasnjeni. Iz BCS teorije lahko izpeljemo tudi vdorno globino  $\lambda$  in koherentno dolžino  $\xi$ , enako kot so to prej izpeljali Londona, Landau in Ginzburg, vendar pa BCS podaja še več zvez, med drugim med parametroma ter energijsko režo in kritično temperaturo. V približku počasi spreminjajočih se magnetnih polj lahko iz teorije izpeljemo tudi Meissnerjev efekt, ki je eden glavnih makroskopskih pojavov v superprevodnosti in še ena potrditev veljavnosti teorije za klasične SP.

## 4. Tanke plasti

Že koherentna dolžina Cooperjevih parov je veliko večja od debeline ene atomske plasti, zato se hitro pojavi vprašanje, do katere meje se ti sploh še lahko oblikujejo in kako to vpliva na lastnosti materiala. V ta namen je bilo v zadnjih letih opravljeno kar nekaj raziskav. Glavna težava takih meritev je bila naporiti dovolje tanke in enakomerno debele filme SP na ustrezno podlago, da nastane urejena, v plasti poravnana struktura. Ker je v tanki plasti velik del kristala njegova površina, se najprej dobro seznaniti z obnašanjem le-te v primeru SP.

### 4.1 Pojavi na stiku

#### 4.1.1 Andreevov odboj

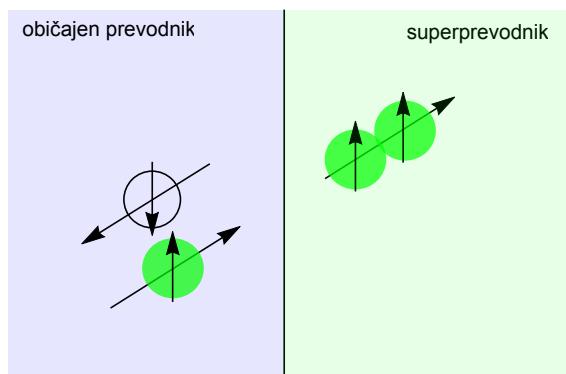
Zaradi energijske reže pride na stiku superprevodnika z običajnim prevodnikom do zanimivih pojavov. Ker so stanja, ki bi imela znotraj  $\Delta$  okoli  $E_F$  v superprevodniku prepovedana, taki delci ne morejo priti v superprevodnik, lahko pa se z elektroni v njem povežejo v Cooperjeve pare. Ta pojav se imenuje Andreevov odboj (Andree reflection). (Slika 9)

#### 4.1.2 Josephsonov pojav

Gre za pojav supertoka na stiku SP - vmesna plast - SP, ki ga imenujemo tudi Josephsonov stik. Vmesna plast je lahko prevodnik (SNS) ali izolator (SIS). Kljub temu, da plast ni superprevodna, skozi tok teče brez izgub, saj lahko Cooperjevi pari tunelirajo skozi izolator.

### 4.2 Merjenje površinskih lastnosti

Kristalna in elektronska struktura snovi se na površini večinoma razlikuje od strukture v notranjosti. Atomi na površini imajo namreč manj sosedov od tistih v notranjosti in posledično pogosto precej drugačne lastnosti od celotnega materiala. Prav zato so lahko prav lastnosti na površini zelo pomembne za potek nekaterih procesov. Tudi v primeru tankih plasti SP imajo površine velik vpliv na obnašanje vzorca. Za opazovanje površin se uporabljajo različni preiskovalne tehnike, med

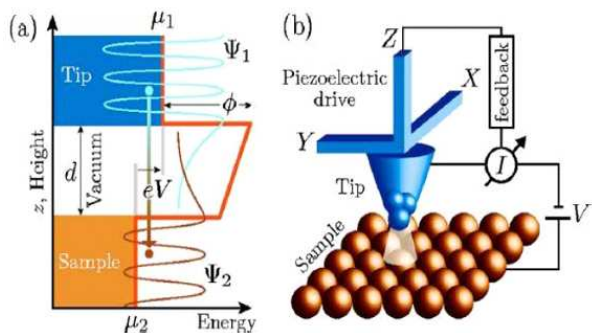


**Slika 9.** Na sliki je shematsko predstavljen Andreevov odboj. Zelena kroglica, elektron s spinom gor, se pri prehodu iz običajnega prevodnika (N) na meji s superprevodnikom (S) spaja tako, da čez mejo preide Cooperjev par, na strani običajnega prevodnika pa se odbije kot vrzel z nasprotnim spinom.

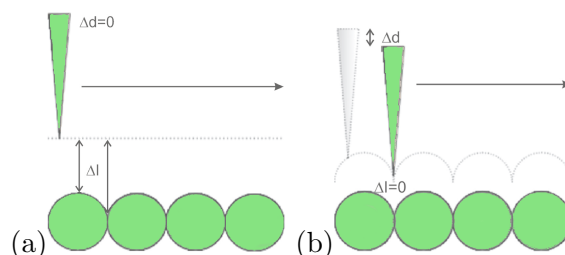
katere spada tudi družina vrstične tipalne mikroskopije. Metode uporabljajo ostro konico, s katero potujemo nad površino in merimo interakcijo med njima.

#### 4.2.1 Vrščinski tunelski mikroskop

Vrščinski tunelski mikroskop (v angleščini Scanning Tunneling Microscope ali STM) je osnovan na pojavu tuneliranja elektronov skozi energijsko bariero, ki jo predstavlja vakuum med vzorcem in konico igle, ki potuje nad njim (Slika 11). Pri tem lahko opravljamo dva načina meritev (glej Sliko 12). Pri konstantni tunelski napetosti med konico in vzorcem  $U_T$  (ang. bias voltage) lahko konico po vrsticah premikamo na konstantni razdalji nad vzorcem (način konstantne višine) in pri tem merimo tunelski tok ali pa pri konstantnem toku s pomočjo povratne zanke prilagajamo višino konice (način pri konstantnem toku).



**Slika 10.** Shematski prikaz delovanja vrščinskega tunelskega mikroskopa. [14]



**Slika 11.** Shematski prikaz delovanja STM-a v načinu merjenja pri konstantnem toku (a) in pri konstantni višini (b). [14]

Pri meritvah dobimo podatke ne le o topografiji vzorca, temveč tudi o lokalni gostoti elektronskih stanj pri dani energiji (LDOS – local density of states), saj je tunelski tok  $I_T$  odvisen tako od razdalje med konico in vzorcem kot tudi od LDOS, ki jo označimo kot  $\rho(d, \epsilon)$ . Izraz za tunelski tok lahko zapišemo

$$I_T \propto \int_{-\infty}^{\infty} \rho_T(\epsilon - eU_T) \rho_S(\epsilon) d\epsilon . \quad (15)$$

V enačbi  $\rho_T$  predstavlja LDOS konice (ang. tip),  $\rho_S$  pa vzorca (ang. sample).

Da lahko meritev sploh opravljamo, mora biti izpoljenih nekaj ključnih pogojev. Ker gre za zelo natančno meritev (odvisnost tunelskega toka od razdalje do vzorca je eksponentna), se je treba v

čim večji meri izogniti mehanskim in električnim motnjam. Prav eksponentna odvisnost pa poskrbi tudi za zelo veliko ločljivost meritve, saj lahko dosežemo celo podatomsko ločljivost. Poleg tega pa mora meritev potekati v zelo visokem vakuumu, saj v nasprotnem primeru molekule in atomi v zraku kontaminirajo površino in iglo. Tudi površina vzorca, ki ga želimo meriti, mora biti zelo ravna in kristalno čista, vzorec pa polprevodnik ali prevodnik. Čeprav lahko merimo pri različnih temperaturah, dobimo najboljše rezultate če merimo pri čim nižji temperaturi, saj so tako motnje zaradi termičnega gibanja najmanjše, energijska ločljivost pa največja.[15]

#### 4.2.2 Vrstična tunelska spektroskopija

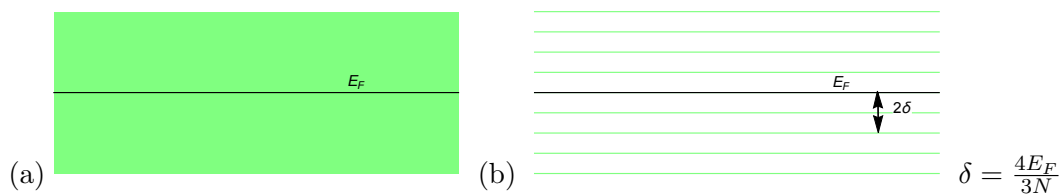
Gre za meritev, ki jo opravimo z STM-om, da pa nam informacijo o lokalni elektronski strukturi. Obstaja več vrst meritev, najpogostejše so tiste pri katerih fiksiramo enega od parametrov ( $I_T, U_T, d$ ) in pri in pri spreminjanju enega od preostalega para merimo tretjega. V primeru tankih plasti superprevodnikov je najpogosteje uporabljena  $I - U$  spektroskopija, pri kateri v odvisnosti od tunelske napetosti  $U_T$  na konstantni razdalji  $d$  merimo tunelski tok  $I_T$ . Iz enačbe za tunelski tok, lahko hitro izpeljemo, da bo pri  $T = 0K$  prvi odvod tunelskega toka  $I_T$  po napetosti  $U_T$  (od predpostavki, da je gostota stanj v konici konstantna) sorazmeren z gostoto stanj pri energiji  $eU_T$ :

$$\frac{dI_T}{dU_T}|_{U_T} \propto \rho_T \int_{-\infty}^{\infty} \rho_S(\varepsilon) \delta(\varepsilon - eU_T) d\varepsilon = \rho_T \rho_S(eU_T). \quad (16)$$

Na ta način so bile izvedene tudi meritve energijske reže in drugih lastnosti pri SP.

#### 4.3 Andersonov kriterij

Poleg površinskih lastnosti se v tankih plasteh (in majhnih strukturah) povečajo kvanti vplivi. Ker je superprevodnost posledica kvantne kondenzacije stanj Cooperjevih parov, lahko pri večjih strukturah delitev na energijske nivoje zanemarimo. Vendar pa začne kvantizacija igrati pomembnejšo vlogo, ko je naš sistem dovolj majhen, da so energijske razlike med kvantnimi stanji primerljive z energijsko razliko  $\Delta$  (Slika 13). Andersonov kriterij pravi, da v takem primeru ne more priti do superprevodnosti.



**Slika 12.** Shematsko prikazani nivoji v a) večjem in b) manjšem kristalu SP. Če so razdalje med stanji v bližini Fermijevega nivoja večji od  $\delta$ , ne bo dovolj elektronov z energijo dovolj blizu  $E_F$ , da bi bila njihova kondenzacija v Cooperjeve pare energijsko stabilna.

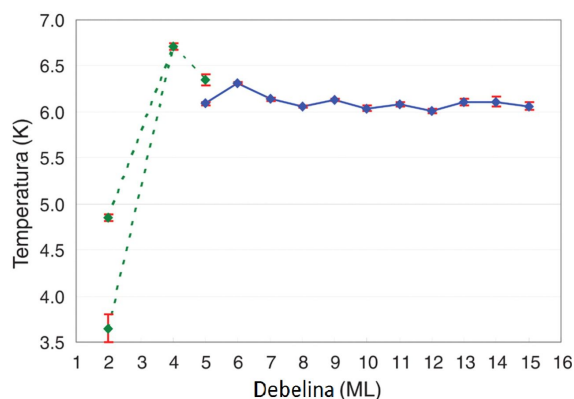
Poleg tega potrebujemo vsaj koherentno dolžino velik kristal, da se lahko superprevodnost sploh vzpostavi, saj ima odboj med elektroni sicer prevelik vpliv.

#### 4.4 Svinec na silicijevi podlagi - eksperimentalne meritve

V zadnjih letih je bilo narejeno kar nekaj eksperimentov, pri katerih so znanstveniki opazovali in merili SP lastnosti v tankih superprevodnikih. V ta namen so uporabljali plast svinca, ki je klasični superprevodnik s kritično temperaturo  $T_C = 7,2K$  saj se ga da na silicij naporiti v zelo dobro urejene strukture zaradi podobne kristalne strukture. V Tabeli 1 lahko preberemo, da je koherentna dolžina Cooperjevih parov v svincu 83nm, torej naj bi bila to minimalna velikost strukture v kateri bi se



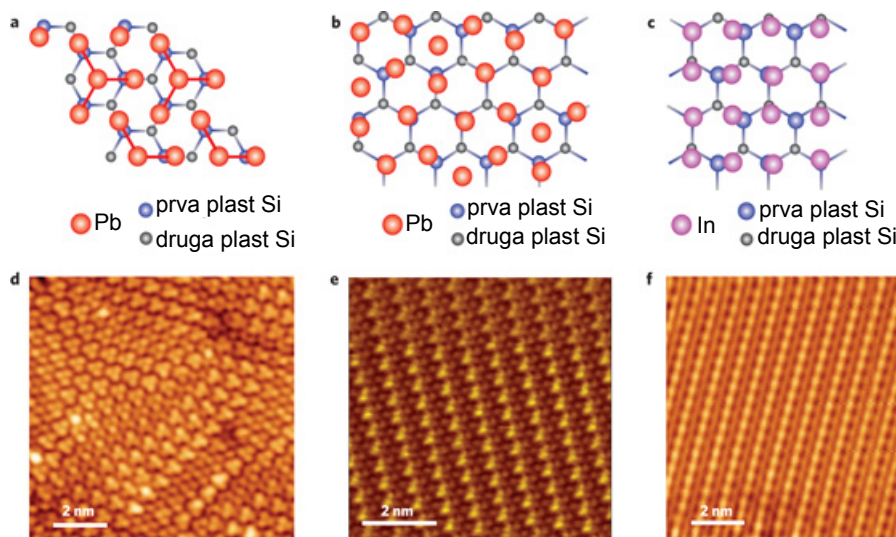
lahko pojavila SP. Raziskovalna skupina pod vodstvom Qi-Kun Xue-a je bila prva, ki je uspešno na silicij naparila millimeter veliko in nekaj atomskih plasti debelo urejeno strukturo svinca ter izmerila njegove lastnosti, ki so potrdile obstoj SP. [3] Ko je skupini Then Shenyonga uspelo pokazati, da svinec obdrži svoje superprevodne lastnosti tudi v dvoatomni plasti naparjeni na silicij, so bili prepričani, da so dosegli spodnjo mejo kjer je SP še možna. [1] To je namreč najtanjši možni kristal v katerem se elektroni še lahko gibljejo v vseh treh dimenzijah, torej lahko tvorijo Cooperjeve pare. Meritve so pokazale izrazita odstopanja od kritične temperature, značilne za večplasten kristal, ko merimo plasti, ki so tanjše od 3 atomskih plasti, kar je prikazano na sliki 13.



**Slika 13.** Odvisnost kritične temperature SP plasti svinca na siliciju, v odvisnosti od debeline filma v atomskih plasteh (ang. monolayers, ML). Prirejeno z dovoljenjem po [1]

Ker je priprava čistih in urejenih dovolj velikih plasti izredno zahtevna, je meritev SP na nekaj atomskih plasti debelih filmih zelo malo. Tako dokončnih zaključkov o povezavah med velikostjo, strukturo, kritično temperaturo pa tudi debelino plasti ni.

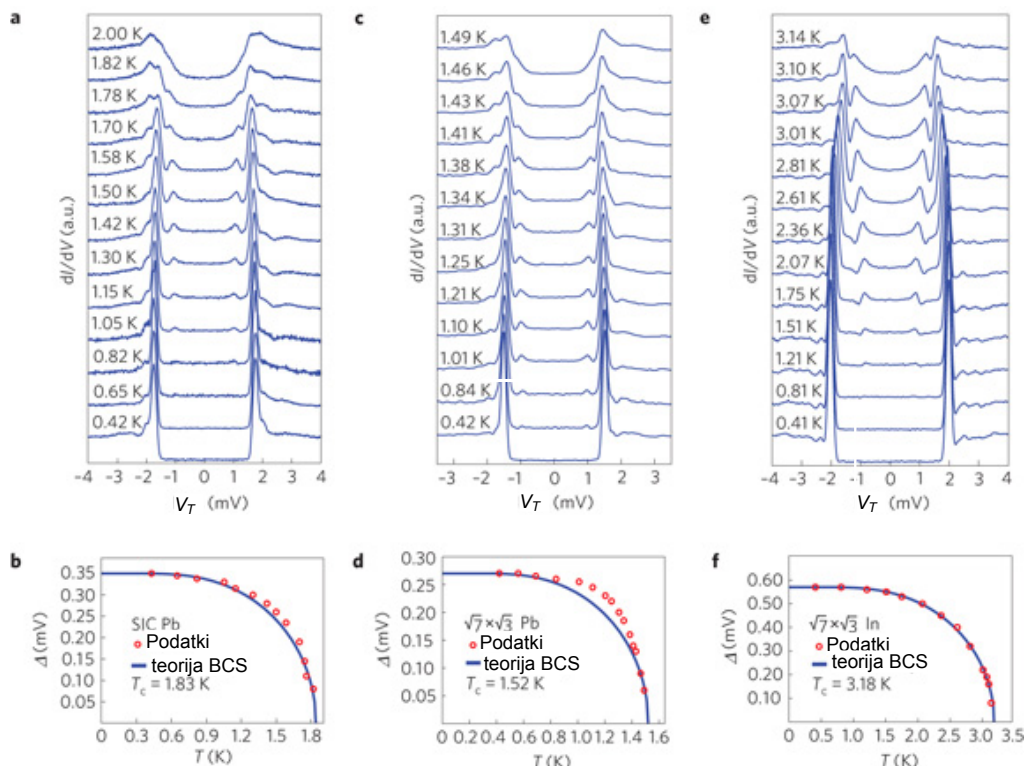
Iskanje najtanjših plasti se je po teh odkritjih nadaljevalo, ko so kmalu zatem Zhang et al. objavili članek [2], v katerem so predstavili svoja raziskovanja enoatomskih plasti klasičnega SP. Na kristal silicija so naparili enoatomsko plast svinca in z STM-om preverili strukturo kristala na površini. Njihove naparjene strukture so prikazane na sliki 14.



**Slika 14.** Na sliki so zgoraj shematsko predstavljene različni strukture svinca v primerih a in b ter indija pod c na silicijevi podlagi, pod njimi pa so v enakem vrstnem redu predstavljene slike teh površin, ki so jih naredili z STM-om. Nature, <http://www.nature.com/nphys/journal/v6/n2/abs/nphys1499.html> [2]

Z meritvami energijske reže in kritične temperature so potrdili, da že v eni plasti pride do pojava

energijske vrzeli, ki je običajno znak superprevodnosti, poleg tega pa se je pokazalo, da se meritve zelo dobro ujemajo z BCS teorijo za klasične SP kamor spada tudi svinec (Slika 15).



**Slika 15.** Zgoraj je prikazana oblika energijske reže (odvod tunelskega toka po napetosti) pri različnih temperaturah za enake tri strukture (v enakem vrstnem redu) kot na sliki 16. Na spodnjih 3 slikah pa lahko vidimo spreminjanje velikosti energijske reže  $\delta$  v mV v odvisnosti od temperature za strukturi svinca in indija na siliciju spet v enakem vrstnem redu). Vidimo lahko odlično ujemanje s teorijo BCS, iz meritev pa je določena tudi kritična temperatura v posameznem primeru. Vse slike so z dovoljenjem pridobljene iz Nature, <http://www.nature.com/nphys/journal/v6/n2/abs/nphys1499.html> [2]

Dodatna potrditev, da gre za pojav SP je bil nastanek vrtincev v površini pri povečevanju zunanega magnetnega polja, kar je značilnost SP tipa II. Če si ogledamo podatke v tabeli 1 vidimo, da se večplasten kristal svinca obnaša drugače - kot superprevodnik tipa I.

Razlog za superprevodnost v takem primeru je lahko interakcija med kovinskimi vezmi med atomi svinca in kovalentnimi vezmi svinca s silicijem. Na površini se silicij zaradi interakcije obnaša kot kovina oziroma superprevodnik in tako omogoča nastanek energijske vrzeli in Cooperjevih parov.

Za razliko od trirazsežnih SP pri enoatomski plasti pomembno vlogo igra podlaga. Za začetek stabilizira kristal, saj so enoatomske plasti svinca ali indija, za razliko od na primer grafena, nestabilne. Poleg tega so eksperimenti pokazali, da v primeru tanjših plasti podlaga igra še pomembnejšo vlogo kot sicer. To je razvidno iz različnih mehanizmov SP eno, dvo in večatomske plasti svinca. Za razliko od eno ali dvoatomske je že v troatomske plasti superprevodnost prisotna le v svinču, ki ima posledično zelo podobne lastnosti kot večplasten kristal svinca. V do dvoatomske plasti ključno vlogo za razliko od ostalih primerov igra povezava s podlago ter tako omogoča da se kljub vsemu vzpostavi stanje z lastnostmi SP. Vendar pa dopiranje silicijeve plasti ni vplivalo na rezultate, iz česar so sklepali, da je SP kljub vsemu lastnost svinčeve plasti. Tako so lastnosti SP v enoatomski plasti v zgoraj opisanem eksperimentu poskušali pojasniti z nastankom Cooperjevega para v ravnini med mrežo svinčevih in silicijevih atomov, vendar prave teorije še ni.

## 5. Zaključek

Na področju SP tankih plasti je bilo v zadnjih letih objavljenih precej raziskav, veliko pa je še neraziskanega. V 1 ali 2 atomskih plasteh so bile dokazane določene ključne lastnosti SP (nastanek energijske reže in obnašanje v magnetnem polju), njihovo obnašanje pa ustreza napovedim teorije BCS v primeru klasičnih SP. Pokazalo pa se je tudi, da imajo SP v takih oblikah zaradi velike vloge podlage zelo različne lastnosti od večplastnih. To vodi do ideje, da bi se dalo s spreminjanjem debeline in velikosti vzorca prilagajati lastnosti SP materialov, vendar prave teoretične razlage za SP v tankih plasteh in s tem možnosti napovedovanja kaj bo določena sprememba prinesla še ni.

## LITERATURA

- [1] Qin, Shengyong, *et al.*, "Superconductivity at the dwodimensional limit "Science **324**, 1170775 (2009).
- [2] Zhang, Tong, *et al* "Superconductivity in one-atomic-layer metal films grown on Si(111)" Nature **6**, 104-108 (2010).
- [3] Hasegawa, Yukio, "Ultrathin films: The thinnest superconductor" Nature Phys. **6**, 80-81 (2010).
- [4] Yia Yu, Wu Biao, Weitering H.H. & Zhang Zhenyu. "Quantum size effects in Pb films from first principles: The role of the substrate" Phys. Rev. Lett. **74**, 035433 (2006).
- [5] Eom Daejin, Qin S., Chou M.-Y. & Shih C.K. "Persistent Superconductivity in Ultrathin Pb Films: A Scanning Tunneling Spectroscopy Study" Phys. Rev. Lett. **96**, 027005 (2006).
- [6] Chiang, Tai-Chang, "Superconductivity in thin films " Science **306**, 1106675 (2004).
- [7] Brun Christophe, Hong I-Po, Patthey Francois, Sklyadneva I. Yu, Heid R., Echenique P.M., Bohnen K.P., Chulkov E.V. & Scheinder Wolf-Dieter, "Reduction of the Superconducting Gap of Ultrathin Pb Islands Grown on Si(111) " Phys. Rev. Lett. **102**, 207002 (2009).
- [8] Žitko, Rok, "Računalniške tehnologije - Skripta predavanj", IJS, Ljubljana, 2014.
- [9] Kittel, Charles "Introduction to solid state physics, 8th edition" John Wiley & Sons Inc., 2005.
- [10] Meissner effect, p1390048.jpg Pridobljeno 22. 2. na [http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Meissner\\_effect\\_p1390048.jpg](http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Meissner_effect_p1390048.jpg).
- [11] " Tabela 1" Pridobljeno 20. 2. 2014 na <http://hyperphysics.phy-str.gsu.edu/hbase/solids/supcon.html#c1>.
- [12] Ashcroft, N.W., Mermin, N.D. "Solid state physic" Holt Sauders International Editions, 1976.
- [13] Prelovšek, Peter "Teorija trdne snovi", FMF Ljubljana, 1999.
- [14] Verbovšek, Tim, "Scanning Tunnelling Microscopy Observations of Superconductivity", FMF, 2013.
- [15] Zupanič, Erik, "STM", IJS, Ljubljana, 2012.